PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 27. 6. April 1901. 2. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

G. Pierce, Elektrische Brechungsexponenten gemessen mit einem abgeänderten Radiomikrometer. S. 405.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa (Direktor A. Battelli):
No. 9: A. Battelli, Über das Boylesche Gesetz bei sehr kleinem Druck. S. 409.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

J. Hartmann, Der neue Stern im Perseus. S. 411.

Vorträge und Diskussionen von der 72. Naturforscherversammlung zu Aachen:

E. Marx, Über den Halleffekt in Flammengasen. S. 412.

Referate:

Rellstab, Der Telephonograph. S. 414.

Raschs Elektrolyt-Bogenlicht. S. 415.

Briefkasten. S. 416.

Berichtigungen. S. 416.

Gesuche. S. 416.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Elektrische Brechungsexponenten gemessen mit einem abgeänderten Radiomikrometer.

Von George Pierce.[1])

Nachstehend sollen Beobachtungen des Brechungsexponenten verschiedener fester Dielektrika für kurze elektrische Wellen wiedergegeben werden. Es gelangten zur Untersuchung: Paraffin, Hartgummi und verschiedene Holzarten; letztere sind dadurch besonders interessant, dass sie doppelbrechend sind.

Die hierbei benutzten Geber und Empfänger sind in einer früheren Arbeit beschrieben, auf deren in dieser Zeitschrift veröffentlichte Übersetzung verwiesen sei[2]). Der Empfänger ist, kurz gesagt, ein insofern abgeändertes Radiomikrometer, als in dem beweglichen System desselben ein elektrischer Resonator und das Thermoelement miteinander vereinigt sind. Er ist in der Brennlinie eines parabolischen Zylinderspiegels aus Metall aufgehängt und mit äusserster Vorsicht gegen störende Wärmeeinflüsse geschützt. Der Apparat ist hochempfindlich, fast aperiodisch gedämpft und unabhängig von den Schwankungen des magnetischen Erdfeldes, da seine beweglichen Teile keinen Magnet enthalten. Die in der angeführten Arbeit wiedergegebenen Beobachtungen zeigen, dass der Ausschlag proportional ist der Intensität der auftreffenden elektrischen Wellen.

Die Funkenstrecke, welche die Wellen aussendet, besteht aus 2 Platinzylindern von je 8 mm Länge und 1 mm Durchmesser mit Iridium-Enden; sie sind zur besseren Befestigung in dünne Röhrchen von Thermometerglas eingeschmolzen und gegeneinander fein verstellbar. Die Funken springen in Öl über. Der ganze Aufbau des Gebers ist in der früheren Arbeit näher beschrieben.

Die Länge der elektrischen Wellen betrug 4,4 cm. Die zur Messung der elektrischen Brechungsexponenten benutzte Methode war folgende: es wurde die Strecke gemessen, um welche sich die Knoten stehender Wellen in Luft verschoben, wenn in ihren Gang eine Schicht der betreffenden Dielektrika von gemessener Dicke gebracht wurde.

Stehende Wellen. Die Anordnung zur Erzeugung stehender Wellen war im wesentlichen die des Lloydschen Spiegels bei senkrechter Incidenz.

In Fig. 1 ist bei *R* das Radiomikrometer, welches auf die vom Geber *O* ausgehenden

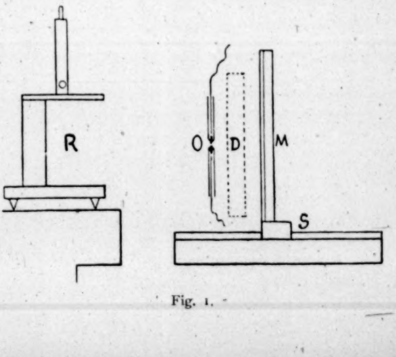


Fig. 1.

1) Ausführlich in Philosophical Magazine, Februar 1901.

2) G. Pierce, American. Journ. of Science (4), 9, 52, 1900, bezw. diese Zeitschr. 1, 509, 1900. In der Übersetzung hat sich auf Seite 510, Anfang von Absatz 3, bei der Beschreibung der Aufhängung leider ein Missverständnis ergeben. Es heisst in der Übersetzung: „Der Stromkreis besteht aus einer einzigen Windung eines 2 mm starken, mit Seide umsponnenen Kupferdrahtes", während die Windung 2 mm Durchmesser hat, dem benutzten Drahte aber die Bezeichnung „Nr. 34" nach der Skala von Brown & Sharp zukommt. Der Irrtum ist wahrscheinlich dadurch entstanden, dass der Verfasser sich zur Definition des Drahtes dieser allerdings etwas unpraktischen Skala bediente. Ausserdem ist in der Übersetzung ein Druckfehler stehen geblieben; es muss 9te Zeile vom Schluss statt 3,16 Zoll heissen $^3/_{16}$ Zoll.

Wellen ansprechen soll, aufgehängt. *M* stellt einen ebenen vertikalen Spiegel aus gewöhnlichem Kupfer von 36 cm im Quadrat dar, der auf einer Schlittenführung längs eines Metermassstabes *S* messbar verschoben werden kann.

Ein Teil der elektrischen Strahlung geht direkt von *O* nach *R*; ein anderer Teil wird an *M* zuerst reflektiert und kommt mithin mit einem Gangunterschied gegenüber dem ersteren Teil bei dem Radiomikrometer an. Dieser Gangunterschied kann nun durch Vor- bezw. Rückwärtsverschieben des Spiegels *M* beliebig geändert werden. Die resultierende Intensität der Strahlung wird durch die Ausschläge am Radiomikrometer *R* gemessen. Trägt man die Ausschläge als Ordinaten, die Abstände der Funkenstrecke von der reflektierenden Wand *M* als Abscissen auf, so erhält man eine graphische Darstellung der stehenden Welle.

Gegenüber der früher benutzten Anordnung mussten einige Abänderungen an der Funkenstrecke getroffen werden, da diese, zwischen dem Spiegel *M* und dem Empfänger *R* stehend, den reflektierten Teil der Strahlung nicht beeinträchtigen durfte. So wurde das mit Öl gefüllte Gefäss unter der Funkenstrecke ganz weggelassen und die Glasröhrchen *T*, Fig. 2, in

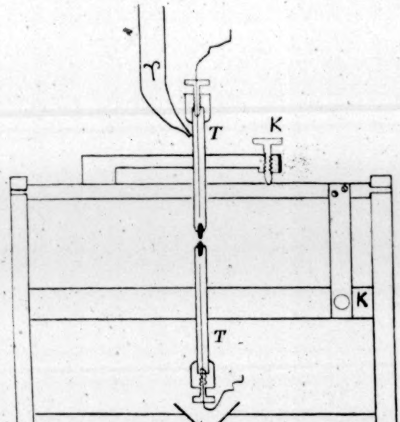


Fig. 2.

welche die Platinzylinder eingeschmolzen waren, unmittelbar in einem Holzgestell befestigt. Der untere Zylinder war unveränderlich befestigt; der obere hingegen konnte durch die Mikrometerschrauben *K* sowohl in Höhe als auch seitlich verschoben und so die Funkenstrecke fein eingestellt werden. Es wurde besondere Sorgfalt darauf verwendet, das Holzgestell recht fest herzustellen.

Um die Funken in einem flüssigen Dielektrikum übergehen lassen zu können, war oben ein Gefäss *r* angebracht, aus welchem Öl auf das obere Glasröhrchen tropfte und von diesem über die Funkenstrecke nach unten abfloss; dieselbe war stets mit einem anhaftenden Tropfen Öles bedeckt, der sich immer erneuerte und so längere und konstantere Beobachtungsreihen ermöglichte, als wenn die Zylinder sich in einem mit Öl gefüllten Gefässe befanden. Ausserdem erlaubte diese Anordnung, den Kupferspiegel der Funkenstrecke bis auf wenige Millimeter zu nähern und dadurch die Untersuchung bis in die unmittelbare Nähe derselben auszudehnen.

Um bei den Beobachtungen von den Schwankungen in der Funkenstrecke unabhängig zu sein, wurden die Ablesungen folgendermassen gemacht: Auf der Meterskala wurde eine Stellung des Kupferspiegels für eine ganze Reihe von Beobachtungen als Ausgangspunkt genommen und die Ablenkungen des Radiomikrometers für jede beliebige andere Stellung des Spiegels durch abwechselnde Beobachtungen in der Ausgangstellung auf die Ausschläge in der letzteren bezogen. Das Mittel der Ablenkungen für eine beliebige Stellung dividiert durch das Mittel für die Ausgangsstellung giebt eine Verhältniszahl, welche die resultierende Intensität in der betreffenden Stellung darstellt. Dieses Verhältnis kann jederzeit bestätigt werden und ist unabhängig von der Reihenfolge der Beobachtungen und kleinen zufälligen Änderungen an der Funkenstrecke.

So wurde bei der Bestimmung der Länge der stehenden Wellen in Luft die Stellung bei 13 cm als Ausgangspunkt gewählt. Stand nun der Spiegel ein andermal z. B. auf 8,3 cm, so wurde die Intensität der Strahlung verglichen mit der in der ersten Stellung. Es wurde abwechselnd in beiden Stellungen abgelesen, das Mittel genommen und daraus das Verhältnis gebildet. Die Werte sind in der nachstehenden Tabelle enthalten.

Abstand	13 cm	8,3 cm
Ausschläge . .	13,0	
	13,2	25,0
	13,0	24,0
	12,8	25,0
	12,8	24,2
	12,5	23,2
Mittel	12,9	24,28
Verhältnis . . .	1,88	

In gleicher Weise wurde für alle anderen Abstände dieses Verhältnis zu dem Werte für

den Abstand 13 cm ermittelt; diese Zahlen — ausgedrückt in Prozenten — geben die relative elektrische Strahlungsintensität für die verschiedenen Stellungen der reflektierenden Wand; sie sind in Fig. 3 als Ordinaten, die zugehörigen Abstände des Spiegels als Abscissen eingetragen.

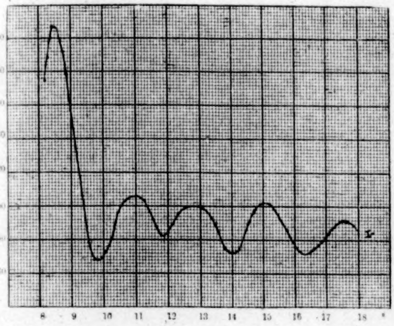


Fig. 3.

Die Knoten und Bäuche der stehenden Welle lagen hiernach in folgenden Entfernungen

Knoten	Bäuche
	8,5 cm
9,8 cm	
	10,9 „
11,9 „	
	12,8 „
14,0 „	
	15,1 „
16,3 „	
	17,5 „

Es ergeben sich mithin als Differenzen zweier aufeinanderfolgenden Knoten bezw. Bäuche folgende Werte:

2,1 cm	2,4 cm
2,1 „	1,9 „
2,3 „	2,3 „
	2,4 „

Also ist im Mittel die halbe Wellenlänge gleich 2,21 cm.

Wiederholte Beobachtungen ergaben stets dieselbe Lage der Maxima und Minima und den gleichen Charakter, wie die obige Kurve ihn zeigt. Giebt man den Mittelwerten der halben Wellenlänge der einzelnen Beobachtungssätze das gleiche Gewicht, so ergiebt sich ein wahrscheinlicher Fehler von 0,05 cm, also etwa 2% des Betrages.

Brechungsverhältnis von Paraffin. — Bringt man einen Körper, welcher einen anderen Brechungsexponent als die Luft hat, zwischen die Funkenstrecke und den Spiegel, so wird die stehende Welle bei unserer Anordnung des Apparates geändert. Es ergiebt sich hieraus eine Methode, die Brechungsexponenten der Dielektrika für kurze elektrische Wellen zu bestimmen, der folgende einfache Überlegung zu Grunde liegt: Es sei ein von ebenen Flächen begrenztes Stück eines Dielektrikums von der Dicke x (bei D in Fig. 1 durch die punktierten Linien angedeutet) in den Strahlengang eingeschaltet; dadurch werde ein beliebiger Knoten der stehenden Welle um das Stück D verlegt, dann ist

$$n = \frac{D}{x} + 1,$$

worin n der gesuchte Brechungsexponent des Dielektrikums bezogen auf Luft ist.

Bei den Messungen an Paraffin wurde aus praktischen Gründen stets der dritte Knoten der stehenden Welle beobachtet. Um ihn festzulegen, wurden hinreichend viel Punkte in seiner Nähe durchgemessen, so dass der Verlauf der Kurve zu beiden Seiten des Knotens genau bekannt war. Paraffin wurde in 3 verschieden dicken Stücken untersucht, welche in der Tabelle mit II, III und IV unterschieden sind. In der graphischen Darstellung (Fig. 4) ist nur

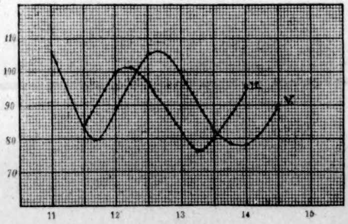


Fig. 4.

die Kurve für II angegeben, um die Übersichtlichkeit zu wahren; ausserdem ist mit V die Kurve der stehenden Welle in Luft eingezeichnet.

Nachstehende Zusammenstellung enthält die Lage der Knoten, ihre Verschiebung und die daraus erhaltenen Brechungsexponenten.

Kurve	Dicke der Paraffinschicht	Lage des Knotens	Verschiebung	n
V	(Luft)	13,87 cm	—	
II	10,7 mm	13.30 „	5,7 mm	1,53
III	25,5 „	12.38 „	14,9 „	1,58
IV	28,4 „	12,28 „	15,9 „	1,59

Der Brechungsexponent des Paraffins ist also im Mittel: 1,56.

Man erkennt, dass der Abstand zwischen dem zweiten und dritten Knoten der Kurve

für Luft gleich 2,23 cm ist, in guter Übereinstimmung mit dem oben gefundenen Werte 2,21 für die Länge einer halben Welle.

Das zu den Versuchen benutzte Paraffin hatte einen Schmelzpunkt von 56° C. Die 3 Stücke waren aus derselben Tafel geschnitten, ohne dass besondere Vorsichtsmassregeln ergriffen wurden, um die Absorption von Feuchtigkeit aus der Atmosphäre zu verhüten. Es mag sich daraus die gegenseitige Abweichung der einzelnen Werte von n erklären; ebenso, dass der Mittelwert etwas gross ist gegenüber den Werten anderer Beobachter.

Brechungsverhältnis von Hartgummi. — In ähnlicher Weise wurde die Verschiebung der Knoten einer stehenden Welle, welche beim Einführen einer Hartgummiplatte zwischen Funkenstrecke und Spiegel M auftrat, gemessen. Aus der graphischen Darstellung — die betreffenden Kurven VII und VI sind hier nicht wiedergegeben — erhält man nachstehende Resultate.

Dicke der Hartgummiplatte 13 mm.

	Kurve VII	Kurve VI	Verschiebung	n
Dritter Knoten	13,8 cm	12,8 cm	10,0 mm	1,77
Zweiter „	11,45 cm	10,5 „	9,5 „	1,73

$n_{\text{mittel}} = 1,75$.

Brechungsexponenten von Holzarten. — Righi kam 1894 zu dem Schluss, es müsse Fichtenholz für elektrische Wellen doppelbrechend sein; er fand experimentell, dass ein Stück von 13,7 cm Stärke für seine elektrischen Wellen von 10,6 cm Länge als $\frac{1}{4}\,\lambda$-Platte wirkt und berechnete hieraus die Differenz der beiden Hauptbrechungsexponenten.

K. Mack[1]) konnte an Wellen von 50—60 cm Länge diese Resultate bestätigen; derselbe[2]) mass später unter Anwendung einer Hertzschen Funkenstrecke und Righischer Resonatoren nach der Methode der stehenden Wellen die beiden Hauptbrechungsexponenten in Tannenholz und erhielt:

Faser senkrecht zur Schwingungsrichtung $n_1 = 1,75$
„ parallel „ „ $n_2 = 2,15$

P. Lebedew[3]) arbeitete mit Thermoelement und Galvanometer; er stellte sich so kurze Wellen her, dass er die Doppelbrechung der elektrischen Strahlung in Krystallen beobachten konnte.

D. Mazzotto[4]) wandte das Lechersche System — Wellen längs Drähten — an und mass die Brechungsexponenten von 4 Holzarten. Die Zahlen sind in der folgenden Zusammenstellung enthalten.

1) Wied. Ann. **54**, 342, 1895.
2) Wied. Ann. **56**, 717, 1895.
3) Wied. Ann. **56**, 1, 1895.
4) Beiblätter **22**, 427, 1898.

	Tanne	Pitch-pine	Birnbaum	Steineiche
n_1	1,568	1,759	1,781	2,244
n_2	1,834	1,949	1,813	2,244

n_1 ist der Brechungsexponent, wenn die Fasern senkrecht, n_2, wenn sie parallel zur Richtung der elektrischen Strahlung liegen. Mit Ausnahme von Steineiche ist n_2 stets grösser als n_1. Für Tanne nahm der Brechungsexponent stark ab, wenn das Holz trocknete.

Um weiteres Material über das Brechungsverhältnis von Holzarten bezüglich elektrischer Wellen zu sammeln, untersuchte ich: Kirsch, Weisstanne, Pitch-pine, Weymouthskiefer, Mahagoni, schwarze Walnuss und Weisseiche, und zwar mit dem stets gleichen Ergebnis: es war immer n_2 grösser als n_1.

Die Beobachtungen, sowie deren graphische Darstellung in Kurven geschahen in der für Paraffin ausführlich beschriebenen Weise. Es wurden die beiden Hauptbrechungsverhältnisse bestimmt, und es bezeichnet, wie oben, n_1 den Brechungsexponenten, wenn die elektrischen Schwingungen senkrecht, n_2, wenn sie parallel zur Faserrichtung erfolgen.

Die Ergebnisse sind in der folgenden Übersicht vereinigt.

Holzart	Dicke in mm	Verschiebung der Knoten in mm		n_2	n_1
		Faser ‖	Faser ⊥		
Kirsch	20,8	11,8	8,8	1,57	1,42
Weisstanne	22,5	11,0	7,6	1,49	1,32
Pitch-pine	20,2	—	12,6	—	1,62
Weymouthskiefer . .	21,8	10,0	7,0	1,46	1,32
Mahagoni	22,0	10,5	6,5	1,48	1,30
Schw. Walnuss . . .	20,0	14,0	9,5	1,70	1,49
Weisseiche	21,3	14,0	11,0	1,66	1,52

Auch die Durchlässigkeit obiger Holzarten für elektrische Wellen wurde bestimmt und nachstehend mit den Brechungsverhältnissen zusammengestellt.

Holzart	Dicke in mm	Durchlässigkeit		Brechungsexponent	
		Faser ‖	Faser ⊥	n_2	n_1
Kirsch	20,8	0,61	0,81	1,57	1,40
Weisstanne	22,5	0,64	0,82	1,49	1,32
Pitch-pine	20,2	0,25	0,54	—	1,62
Weymouthskiefer . .	21,8	0,52	0,77	1,46	1,32
Mahagoni	22,0	0,84	0,85	1,48	1,30
Schw. Walnuss . . .	20,0	0,46	0,71	1,70	1,49
Weisseiche	21,3	0,60	0,70	1,66	1,52

Es hat sich also ergeben, dass die Brechungsexponenten und die Durchlässigkeit aller untersuchten Holzarten für elektrische Wellen in den beiden Richtungen ‖ und ⊥ zur Faser verschiedene Werte haben, und zwar ist bei allen bis jetzt untersuchten Holzarten, mit einziger Ausnahme des von Mazzotto benutzten Stückes Steineichenholz, der Brechungsexponent, wenn die Fasern parallel der elektrischen Schwing-

ungen stehen, grösser, als wenn sie senkrecht hierzu sind; die Durchlässigkeit ist umgekehrt im ersten Falle kleiner.

Es entsteht hierbei allerdings die Frage, ob dieser Unterschied des Brechungsexponenten in beiden Lagen nicht nur ein scheinbarer und auf die Thatsache zurückzuführen sei, dass beide Messungen insofern unter verschiedenen Bedingungen erfolgten, als die Absorptionskoeffizienten in beiden Lagen verschiedene sind. Ich habe diese Frage ausführlich an anderer Stelle[1]) erörtert und dabei gefunden, dass bei der zu den Messungen benutzten Versuchsanordnung durch die Abnahme der Amplitude der reflektierten Welle ein merklicher Fehler in der Lage der Knoten und Bäuche der Welle nicht eintreten kann.

Doppelbrechung, Doppelabsorption der Leitvermögen.

Die oben untersuchten doppelbrechenden Körper haben auch verschiedene Absorption und Leitvermögen in verschiedenen Richtungen. Eine Beziehung zwischen diesen Konstanten ergiebt sich aus der Lösung der Maxwellschen Verschiebungsgleichung, wenn ein Ausdruck für das Leitvermögen zugefügt wird. (Vergl. hierüber: Boltzmanns Vorlesungen über Maxwells Theorie § 96 [Leipzig 1891]).

Diese Gleichung giebt für eine ebene Welle, welche sich in der Richtung der Z-Achse fortpflanzt, und eine elektrische Schwingung f in der Richtung der x-Achse folgenden Ausdruck

$$\mu \varkappa \frac{d^2 f}{dt^2} + 4 \pi \mu C \frac{df}{dt} = \frac{d^2 f}{dz^2} \tag{1}$$

Ein partikuläres Integral dieser Gleichung ist unter der Annahme von Sinusschwingungen gegeben durch

$$f = A \cdot e^{\xi z} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\tau} + \eta z\right) \tag{2}$$

worin $\xi^2 = -\frac{2\pi^2}{\tau^2 V_0^2} + \sqrt{\frac{4\pi^4}{\tau^4 V_0^4} + \frac{16\pi^4 C^2 \mu^2}{\tau^2}}$

$$\eta^2 = +\frac{2\pi^2}{\tau^2 V_0^4} + \sqrt{\frac{4\pi^4}{\tau^4 V_0^4} + \frac{16\pi^4 C^2 \mu^2}{\tau^2}}$$

$V_0 = \frac{1}{\sqrt{\varkappa \mu}}$ ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle in einem Nichtleiter mit gleichen elektrischen und magnetischen Konstanten.

In (2) stellt der Faktor $A \cdot e^{\xi z}$ die Amplitude der Welle und $\frac{2\pi}{\eta\tau} = V$ ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit dar, und zwar ist:

$$V = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2 V_0^2} + \sqrt{\frac{1}{4 V_0^4} + C^2 \mu^2 \tau^2}}}.$$

1) Phil. Mag. April 1901.

Kann man C^2 gegen C vernachlässigen, so lässt sich dies umformen in

$$V = V_0 - \frac{V_0^5 C^2 \mu^2 \tau^2}{2} \tag{3}$$

und ebenso: $\xi = -2\pi C \mu V_0$ (4)

Durch Elimination von C aus (3) und (4) erhält man:

$$V = V_0 - \frac{V_0^3 \tau^2 \xi^2}{8\pi^2},$$

also eine Beziehung zwischen der Geschwindigkeit der Welle und ihrer Absorption.

Setzt man voraus, dass der betr. Körper überall konstantes μ hat, die Leitfähigkeit aber nach den einzelnen Achsenrichtungen verschieden ist, so ist V_0 = const., aber ξ wird, da es von C abhängt, ebenfalls abhängig sein von der Richtung der elektrischen Kraft in dem Körper. In derjenigen Richtung der elektrischen Kraft, in welcher die Absorption am grössten ist, ist V am kleinsten, mithin der Brechungsexponent am grössten.

Dies stimmt qualitativ überein mit den Resultaten, welche die vorstehend wiedergegebenen Messungen des Brechungsexponenten der verschiedenen Holzarten ergaben. —

Der experimentelle Teil der Arbeit wurde an der Harward-Universität ausgeführt. —

Physikalisch-Chemisches Institut der Universität Leipzig.

(Eingegangen 4. März 1901.)

(Aus dem Englischen übersetzt von Carl Forch.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa (Direktor: A. Battelli).

No. 9[1]): A. Battelli, Über das Boylesche Gesetz bei sehr kleinem Druck.

I. Teil.

Die Arbeiten, welche sich mit der Untersuchung der Richtigkeit des Boyleschen Gesetzes bei kleinem Drucke beschäftigen, sind sehr zahlreich; wir wollen nur an diejenigen von Siljesström[2]), von van der Ven[3]), von Mendeleef[4]), von Amagat[5]), von Fuchs[6]), von Bohr[7]), von Kragewitsch[8]), von Melander[9]) und von Baly und Ramsay[10]) erinnern. Aus

1) No. 8: Diese Zeitschr. **2**, 317, 1901.
2) Poggend. Ann. **151**, 451, 1874.
3) Arch. du Musée de Teyler (2), **3**, 349, 1890.
4) C. R., **82**, 412, 1876; Ann. de Chim. et de Phys. (5), **2**, 427, 1872; Ann. de Chim. et de Phys. (5), **9**, 111, 1876.
5) Ann. de Chim. et de Phys. (5), **8**, 270, 1876; u. (5), **28**, 480, 1883.
6) Wied. Ann. **35**, 430, 1888.
7) Wied. Ann. **27**, 459, 1886.
8) Journ. russ. chem. phys., **14**, 395, 1882; siehe auch Journ. de Phys. (2), **2**, 582, 1883.
9) Wied. Ann. **47**, 136, 1892.
10) Phil. Mag. (5), **38**, 301, 1894.

all diesen Arbeiten scheint sich aber herauszustellen, dass man nichts Sicheres über das Verhalten der Gase bei kleinem Drucke in Bezug auf das Boylesche Gesetz schliessen kann, mit Ausnahme der zuerst von Bohr im Verhalten des Sauerstoffes entdeckten Diskontinuität bei einem Drucke von annähernd 0,7 mm Quecksilber.

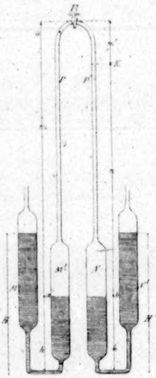
Meine Versuchsanordnung beseitigt die Irrtümer und Unvollkommenheiten, die sich bei den früheren Untersuchungen gezeigt haben oder trägt ihnen Rechnung. Sie besteht in schematischer Weise aus zwei Zylindern aus Glas oder Eisen, die miteinander und mit einem besonderen Mikromanometer verbunden sind. Eine Kompressionspumpe, welche mit einem der Zylinder von unten in Verbindung steht, kann das Quecksilber nacheinander bis zu zwei bestimmten Marken gelangen lassen, welche sich unten resp. oben an dem betreffenden Zylinder befinden; schliesslich können sämtliche Teile mit einer Luftpumpe und einem System von Trockenröhren und Tampons von reinster hydrophiler Watte kommunizieren, durch die das zu untersuchende Gas hindurchgeht, das also trocken und frei von feinem Staub ankommt.

Während sich nun das Quecksilber konstant an der unteren Marke hält, wird die Pumpe in Gang gesetzt, bis man den gewünschten Druck erreicht; hat man den Druck abgelesen, so lässt man das Quecksilber bis zu der oberen Marke steigen. Ist die Änderung des Volumens bestimmt, und messe ich die Variation des Druckes mittels des Mikromanometers und beachte die Temperatur des Apparates, so habe ich alle zur Berechnung der Bestimmung nötigen Daten. Da eine der Ursachen, die das Verhalten der Gase zum Boyleschen Gesetz alterierten, mutmasslich im Einfluss der Wände des Versuchsgefässes liegt, habe ich meine Versuche mit zwei Apparaten, einem aus Glas, einem aus Schmiedeeisen ausgeführt, um so zu prüfen, ob die Verschiedenheit der Wände auch Verschiedenheit der Resultate mit sich brächte.

Beide waren vorher mit der grössten Sorgfalt gereinigt worden; und damit im Falle von starken Verdünnungen im Innern kein Zweifel wäre, dass eine Variation ihres Volumens stattfände, habe ich sie mit Glashüllen umgeben, in welchen die Luft mit einer zweiten pneumatischen Pumpe verdünnt werden konnte.

Die zum Versuche benutzten Zylinder standen, wie oben bereits gesagt, mit einem äusserst empfindlichen Manometer in Verbindung. Die Gestalt, die ich dem Mikromanometer nach vielen Proben schliesslich gegeben habe, wird durch die Figur veranschaulicht. M, M', N, N' sind vier zylindrische Gefässe gleicher Form und möglichst gleichen Rauminhalts; R ist ein guter Hahn mit drei Bohrungen, der zur Füllung des Apparates dient; die verschiedenen Teile des Apparates selbst sind miteinander verlötet.

Die beiden Gefässe M und N' stehen durch zwei besondere Hähne mit vollkommener Schliessung mit dem Apparat in Verbindung, in dem



die Druckänderung vor sich geht, und enthalten Quecksilber, das in M' und in N bis a bezw. bis b steigt. Über dem Quecksilber in M' befindet sich Wasser, welches den ganzen oberen Teil des Zylinders und die Röhre P bis K ausfüllt; in N und in der ganzen übrigen Röhre P bis K befindet sich Anilin. Übt man auf die Oberfläche des Quecksilbers in M einen Druck aus, so wird dadurch eine Verschiebung des Trennungs-Meniskus bei K herbeigeführt und aus der Grösse dieser Verschiebung lässt sich ohne weiteres die Druckänderung in M entnehmen.

Die von mir verwendeten manometrischen Flüssigkeiten sind Quecksilber, Wasser und Anilin; denn wünscht man dem Instrument eine bedeutende Empfindlichkeit zu geben, so muss man zwei Flüssigkeiten wählen, deren Dichte nur wenig voneinander verschieden ist. Das spezifische Gewicht des Wassers weicht aber nur unbedeutend von dem des Anilins ab; ferner sind besagte Flüssigkeiten unmischbar und geben deshalb einen sehr deutlichen Scheidungs-Meniskus. Wohl aber besitzen sowohl Wasser als Anilin auch bei gewöhnlicher Temperatur eine zu grosse Dampfspannung; deshalb musste ich die beiderseitigen Oberflächen mit Quecksilber bedecken. Das zur Verwendung kommende Wasser und das Anilin müssen gründlich luftfrei gemacht werden; ich liess sie deshalb ganze Tage in Gefässen mit Rückfall-Vorrichtung kochen, und wiederholte schliesslich das Kochen in dem leeren Raume des Mikromanometers.

So konnte ich mit dem von mir benutzten Mikromanometer Druckänderungen bis zu $^1/_{1000}$ Quecksilberdruck abschätzen. Um den Ausgangsdruck von jeder Versuchsreihe zu erhalten, habe ich an die Versuchsgefässe und an das Mikromanometer ein Differential-Manometer nach Regnaultschem Muster angeschlossen.

Die Kompressionspumpe, mit der ich das Quecksilber in eines der Versuchgefässe trieb, um die Änderung des Volumens zu erzeugen, war ganz aus Eisen angefertigt und bestand aus einer zylindrischen Kammer, in welche ein massiver Eisenkolben, der durch eine Schraube bewegt wird, eng anschliessend einmündet.

Diese Kompressionspumpe ist mit dem Versuchsgefäss durch eine Stahlröhre und zwei Glaskugeln verbunden, deren Gesamtvolumen ein wenig grösser als das von einem jeden der Versuchszylinder ist.

Die Versuchsgefässe mitsamt den Kugeln, dem Mikromanometer und den zugehörigen Röhren sind in eine grosse Schale mit Wasser eingesenkt, dessen Temperatur mit einem in $^1/_{10}$ Grade eingeteilten Thermometer gemessen wird.

Aus den Versuchstabellen geht hervor, wie ich mittels meines Apparates zu sehr viel kleineren Drucken als frühere Forscher gekommen bin. Ich kann hinzufügen, dass die Resultate bis zu einem Drucke von ungefähr $^2/_{100}$ Quecksilber herab noch brauchbar sind, weil die verschiedenen Bestimmungen untereinander ausreichend übereinstimmen.

Gemäss den gegenwärtigen Daten neigt die Luft zu einer kleinen Abweichung vom Boyleschen Gesetz, zwischen einem Drucke von 2 und 5 mm, eine Abweichung, die sich schwerlich auf einen Beobachtungsfehler zurückführen lässt (und vielleicht nicht einmal auf den Einfluss der Gefässwände), da sie bei beiderlei Arten von Apparaten eintritt.

Bei den mit Glaszylindern ausgeführten Versuchen beobachtet man von neuem eine Abweichung vom Gesetz bei Drucken unter $^1/_{10}$ mm; aber abgesehen von dem Einfluss, den bei derartigen Druckverhältnissen äusserst geringe Fehler beim Ablesen des Mikromanometers gehabt haben können, darf man diese Erscheinung eher der durch die Zylinderwände bewirkten Adsorption, als einer Unzulänglichkeit des Gesetzes zuschreiben.

(Eingegangen 14. März 1901.)

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Der neue Stern im Perseus.

Von J. Hartmann.

Am 22. Februar um $2^h 40^m$ morgens wurde von Dr. Thomas D. Anderson in Edinburg ein neuer Stern im Sternbilde des Perseus entdeckt. Der Stern hatte die Helligkeit $2^m.7$ und sein genäherter Ort war nach Angabe des Entdeckers $\alpha = 3^h 24^m 25^s$ $\delta = +43^0 34'$. Dr. Anderson ist ein sehr eifriger Beobachter veränderlicher Sterne und ein gründlicher Kenner des gestirnten Himmels; so hatte er erst wenige Tage vor der Entdeckung der Nova die Auffindung eines neuen veränderlichen Sternes im Schwan bekannt gemacht und auch schon im Jahre 1892 hatte er einen neuen Stern, die Nova Aurigae, entdeckt.

Durch Vermittelung der astronomischen Zentralstelle in Kiel wurde die Entdeckung am 22. Februar allen Sternwarten telegraphisch mitgeteilt, so dass schon am Abend dieses Tages die eingehende Beobachtung des Sternes beginnen konnte. Von den ausgeführten Beobachtungen ist zwar bisher nur ein sehr kleiner Teil publiziert worden, doch genügt derselbe, um ein klares Bild von dem seitherigen Verlaufe der Erscheinung zu geben.

Die Helligkeit des Sternes nahm in den ersten Tagen nach der Entdeckung noch rasch zu und erreichte ihr Maximum ($0^m.0$) am Morgen des 24. Februar. Eine Übersicht über den Verlauf der Helligkeit ist auf Grund der bisherigen Beobachtungen in der folgenden Tabelle gegeben:

		Mittl. Zt. Greenw.	Helligkeit m
1901	Feb.	21.6	2.7
		22.0	1.9
		22.5	1.3
		23.0	0.6
		23.5	0.1
		24.0	0.2
		24.5	0.7
		25.0	1.0
		25.5	1.3
		26.5	1.7
		27.5	2.0
		28.5	2.2
	März	2.5	2.5
		4.5	2.9
		8.5	3.2
		12.5	3.4

Bei der grossen Helligkeit, die der Stern an den ersten Tagen seiner Sichtbarkeit erreichte, konnte es nicht ausbleiben, dass er auch noch

von einer grossen Anzahl anderer Beobachter unabhängig aufgefunden wurde. Von besonderer Wichtigkeit sind die Angaben mehrerer Beobachter, aus denen hervorgeht, dass der Stern am Abend des 21. Februar noch kein auffälliges Objekt, also sicher nicht heller als dritter bis vierter Grösse gewesen ist. Ferner konnte Pickering (Cambridge, Mass.) auf Grund photographischer Aufnahmen ermitteln, dass der Stern am 19. Februar noch schwächer als elfter Grösse gewesen ist. Aus diesen Angaben geht die ausserordentlich rasche Helligkeitszunahme hervor, da in den vier Tagen vom 19. bis zum 23. Februar die Helligkeit des Sternes mindestens im Verhältnis 1 : 25000 gewachsen sein muss.

Von grosser Bedeutung sind die Ergebnisse der spektroskopischen Beobachtung des Sternes. Die wertvollste der bisher publizierten Beobachtungsreihen sind die von Vogel mitgeteilten Resultate der spektrographischen Aufnahmen am Astrophysikalischen Observatorium zu Potsdam (Astron. Nachr. Nr. 3693). Hiernach hatte der Stern am 23. Februar ein nahezu kontinuierliches Spektrum, welches im blauen und violetten Teile eine besonders grosse Intensität besass. Das Spektrum zeigte keine Emissionslinien, sondern nur eine Anzahl matter Absorptionsbänder, die zum grössten Teile dem Spektrum des Wasserstoffes angehören. Ausserdem waren noch als vollkommen scharfe Absorptionslinien die beiden Calciumlinien λ 3934 und λ 3969 vorhanden. Aus der Lage dieser beiden Linien ergab sich als vorläufiger Wert für die Geschwindigkeit des Sternes in der Gesichtslinie relativ zur Sonne + 18 km. Die matten Absorptionsbänder zeigen dagegen eine ausserordentlich starke Verschiebung nach der Seite der kürzeren Wellenlängen hin. Wollte man diese Verschiebung, die einen Betrag von etwa 10 *A. E.* hat, als Dopplersche Linienverschiebung deuten, so würde ihr eine Geschwindigkeit von rund — 700 km entsprechen.

Mit der Überschreitung des Helligkeitsmaximums hat sich auch eine vollständige Veränderung des Spektrums vollzogen. Die Absorptionsbänder nahmen rasch an Intensität zu und auf ihrer weniger brechbaren Seite bildeten sich immer intensiver werdende Emissionsbänder aus, während das kontinuierliche Spektrum mehr und mehr zurücktrat. Hierdurch ging das Spektrum in diejenige typische Form über, die man schon bei Gelegenheit der früher beobachteten neuen Sterne kennen gelernt hatte. Eine Darstellung des am 25. Februar aufgenommenen Spektrums ist von Lockyer in der „Nature" No. 1636 (7. März) gegeben.

(Eingegangen 16. März 1901.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 72. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU AACHEN.

Erich Marx (Frankfurt a. M.), Über den Halleffekt in Flammengasen.

Die Konvektionshypothese der metallischen Leitung, welche ein anschauliches Bild für das Zustandekommen des Hallschen Phänomens in Metallen durch ponderomotorische Kräfte ergiebt, hat verschiedene Forscher veranlasst, für einen Fall experimentell sicher gestellter Konvektionsleitung nach einem Hallschen Phänomen zu suchen, um die sich ergebende Beziehung zwischen Wanderungsgeschwindigkeit der positiven und negativen Ionen, u, v, der Feldstärke H, des Potentialsgefälles $\frac{\pi}{x}$ und des $\perp$ zum Primärgefälle resultierenden Gefälles $\frac{\varepsilon}{x}$ experimentell zu prüfen. Diese Beziehung ist

$$\frac{\varepsilon}{z} \Big/ \frac{\pi}{x} : H = \text{konst.} = \frac{u-v}{2}.$$

Eine Prüfung dieser Formel ist bei wässrigen Lösungen nicht möglich, weil der zu erwartende Effekt an der Grenze des Beobachtbaren liegt. Für Gase hat Boltzmann[1]) eine qualitative Prüfung angestellt; quantitativ wäre dies auch hier wegen der Unkenntnis der Abhängigkeit der Wanderungsgeschwindigkeit vom Gefälle nur dann möglich, wenn dieses sehr gering ist, da für höhere Gefälle wegen der geringen Grösse der inneren Reibung der Gase Proportionalität zwischen Geschwindigkeit und Kraft nicht mehr stattfindet. Nimmt man nun aber schwache elektromotorische Kräfte, so wird $\frac{u-v}{2} \cdot H \cdot \frac{\pi}{x}$, das ist das Sekundärgefälle, bei Gasen so klein, dass man wiederum nahe an die Grenze des Beobachtbaren kommt.

Viel günstiger liegen die Bedingungen für eine quantitative Prüfung obiger Beziehung bei Flammengasen. Hier ist wegen der Höhe der Temperatur und hiermit der inneren Reibung Proportionalität zwischen Geschwindigkeit und Kraft noch bei einem Poten-

1) L. Boltzmann, Wied. Ann. **31**, 789, 1887.

tialfall von $\frac{100 \text{ Volt}}{\text{cm}}$ zu erwarten.[1]) Ferner bietet sich die Möglichkeit, durch Zerstäubung verschiedener Salzlösungen, den Effekt für verschiedene Salze zu untersuchen.

Die Grössen der Wanderungsgeschwindigkeiten lassen sich nach einer von Wilson[2]) gegebenen Methode messen.

Was die experimentelle Anordnung betrifft, so sei hier der Kürze halber auf die Arbeit in den Annalen l. c. verwiesen. Die Anode muss kälter als die Kathode gehalten werden, weil wegen Oberflächendissoziation, die mit der Temperatur beträchtlich wächst und der geringen Wanderungsgeschwindigkeit der positiven, gegenüber den negativen Ionen ein starkes Potentialgefälle nur bei einem Überschuss von negativen, in das Flammenvolumen gelangenden Ionen zu erzielen ist. Dem gleichen Zweck, der Entlastung des Flammenvolumens an positiver Elektrizität, dient die verschiedene Verteilung der absoluten Grössen des Potentials von den Elektroden, indem die Batterie durch Erdung in + 12 — 63 Clark geteilt wird. Der Einfluss einer solchen Erdung, der bei Elektrolyten bekanntlich nicht stattfindet, lässt sich leicht zeigen, etwa durch die Änderung des Gefälles. Ein Umstand welcher die quantitative Messung der E. M. K. des Halleffektes ausserordentlich erleichtert, liegt darin, dass bei geringer Änderung der Temperatur der Anode, sich zwar das Potential an der Stelle der Elektroden wesentlich ändert, der Potentialfall aber konstant bleibt.[3])

Der Vortragende zeigt nun an der Hand des Zahlenmaterials, dass der Rotationskoeffizient

$$\frac{e}{z} \Big/ \frac{\pi}{x} : H = D$$

sich unabhängig von der Variation, von Feldstärke, Potentialfall und Elektrodenabstand ergiebt. Hierauf bespricht er kurz die Abhängigkeit des Halleffektes von der Salzkonzentration der Flamme, zeigt, dass bei der in der Flamme stattfindenden Hydrolyse sowohl aus dem Potentialfall in der reinen, gegenüber dem in der gefärbten Flamme, als auch aus der Formel, welche den Gang der Rotationskoeffizienten in der Abhängigkeit von der Konzentration wiedergiebt, sich folgern lässt, dass die Wanderungsgeschwindigkeit des Trägers der positiven Elektrizität in der reinen Flamme wesentlich geringer ist, als die des positiven Ions in den durch Alkalisalze gefärbten Flammen.

Ein Vergleich der als Rotationskoeffizient bei 75 Clark Potentialdifferenz erhaltenen Zahlen mit denen, welche nach der Grösse der Wanderungsgeschwindigkeiten zu erwarten waren, ist natürlich nur dann erlaubt, wenn es nachgewiesen ist, dass keine Beschleunigungen der Ionen stattfanden. Die infolge des Sättigungsstromes an den Elektroden stattfindenden Gefälle sind nun derart, dass die l. c. berechnete Grenze von $\frac{10 \text{ Volt}}{\text{mm}}$ überschritten ist, die Grösse der hiermit durch veranlassten Ionenbeschleunigungen lässt sich feststellen, wenn man so geringe E. M. K. benutzt, dass auch an den Elektroden die Grenze von $\frac{100 \text{ Volt}}{\text{cm}}$ eingehalten ist. Eine solche Messung ist sehr schwierig und lässt sich nur mit grosser Mühe und Vorsicht bei sehr gesteigerter Empfindlichkeit der Messinstrumente durchführen; aus ihr wird alsdann die Korrektion für die bei höheren Potentialdifferenzen erhaltenen Werte bestimmt. Die so korrigierten Werte sind von gleicher Grössenordnung aber $1\frac{1}{2}$ mal so gross als die aus den Wanderungsgeschwindigkeiten berechneten.

Diese Differenz ist aber nur teilweise durch Versuchsfehler veranlasst, zum Teil ist sie physikalisch begründet durch den geringen Grad der Dissoziation in der Flamme.[1]) Sinn und Grösse des Halleffektes in elektrolytisch leitenden Salzdämpfen lassen sich also aus ponderomotorischer Wirkung auf wandernde Ionen berechnen; für das oft in Angriff genommene Problem des Halleffektes in Elektrolyten folgt, dass es wohl nie quantitativ sich wird verfolgen lassen, da bei Elektrolyten der zu erwartende Effekt um das 1000000 fache geringer ist.

Der Vortragende geht alsdann auf die Umkehr des Effektes ein, worüber in dieser Zeitschrift bereits referiert ist[2]) und erwähnt kurz eine für den Halleffekt in Alkalisalzen sich ergebende empirische Regelmässigkeit.

1) cf. E. Marx, Ann. der Physik, **2**, 783, 1900.
2) H. A. Wilson, Phil. Trans. Roy. Sol., London, April, 1899.
3) cf. E. Marx, l. c., 807.

1) cf. l. c., 821. cf. auch Arrhenius, Wied. Ann. **42**, 66, 1891.
2) cf. E. Marx, Phys. Zeitschr. **1**, 374, 1900.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

(Eingegangen 26. Februar 1901.)

Diskussion.

Quincke (Heidelberg). Ich möchte den Vortragenden fragen, wie denn die Dimensionen seiner Apparate gewesen sind. Die Feldstärke ist bis zu 8000 Einheiten gestiegen. Wie gross waren die Platten, die er benutzt hat, welches war die Grösse des Spaltes, aus dem die Gase herausgekommen sind? Es hat seine Schwierigkeiten, ein konstantes Feld zu haben, und das ist doch für diese Sache notwendig.

Marx. Die Dimensionen der Apparate sind die folgenden gewesen: Der Schnittbrenner hatte eine Öffnung von 0,7 mm und war 2,8 cm breit.

(Er beschreibt die Flamme noch etwas näher.) Die Fläche der Elektroden ist $2 \cdot 1$ cm², ihre Entfernung etwa 2 cm.

Quincke, (unterbrechend). Wie gross waren die Polflächen des Magneten, und wie weit standen sie voneinander ab?

Marx. Sie waren etwa 3 cm² und standen $1\frac{1}{2}$ cm voneinander ab.

Quincke. Wie haben Sie sich unabhängig gemacht von dem diamagnetischen Einfluss, der da hineinkommt. Sie haben doch da in Wirklichkeit Fäden von kaltem und warmem Gas, das in die Höhe steigt, also nicht mehr ein homogenes magnetisches Feld. Diese Fäden müssten doch verschieden gedrückt werden in dem Felde. Ich sehe nicht ein, wie Sie diese Fehlerquelle vermieden haben.

Marx. Der Diamagnetismus eines Gases gegen Luft ist an sich sehr gering. Die Änderung der Kraftlinienzahl, die durch den Diamagnetismus der Flamme hervorgerufen wird, ist so unbeträchtlich, dass ich den für Luft erhaltenen Wert zur Berechnung des Rotationskoeffizienten bei der Grösse der Versuchsfehler ohne Korrektion beibehalten konnte. Die Polflächen des Magneten sind so gross gewesen im Verhältnis zu dem durch die Elektroden scharf begrenzten Flammenprisma, dass es berechtigt erscheint, das Feld als wesentlich homogen in der Umgebung der Achsen der Polschuhe zu betrachten. Ausserdem wurde die Flamme absolut nicht deformiert, was dadurch erreicht war, dass der Flamme die stabile Lage von vornherein erteilt wurde. Vielleicht wäre sie trotzdem noch ausgewichen, ich meine, breiter auseinander gegangen, wenn sie nicht durch die von der Luftpumpe kommende Luft steif gemacht wäre; auch in den starken Feldern, die zum Zeemaneffekt verwandt werden, kann man ja eine Deformation wohl kaum wahrnehmen, wenn die Flamme steif ist; auch wenn sie Kegelform hat. Viel weniger hier, wo sie schon in ihrer ganzen Breite senkrecht zu den Kraftlinien steht.

Quincke. Wollten Sie so freundlich sein, eine einzige Fläche von den Magneten hinzuzeichnen.

Marx (thut das, die Ebene des Schnittbrenners ist $\perp$ zu den Kraftlinien).

Quincke. In einem solchen Felde dürfte eine Flamme eigentlich sich garnicht stellen.

Marx. Sie stellt sich ja auch nicht.

Quincke. Sie sagten, sie würde sich drehen.

Marx. Dann habe ich mich wohl unklar ausgedrückt. Ich wollte sagen, sie würde vielleicht noch breiter zu werden suchen, trotz der annähernd bereits stabilen Lage $\perp$ zu den Kraftlinien, wenn sie nicht steif wäre infolge der Luft von der Pumpe.

Quincke. Sie haben keinen Einfluss gehabt durch den Einfluss der Fläche des Magneten auf die Flamme? Sie wird immer abgekühlt dadurch und das ist eine Schwierigkeit.

Marx. Man muss warten, bis die Flächen so heiss sind, dass dies nicht mehr eintritt; die Verhältnisse werden bald, etwa nach 10 Minuten stationär.

Quincke. Was haben Sie für Ketten gehabt für die Elektroden?

Marx. Zunächst arbeitete ich mit 75 Clarkelementen, trotzdem die Rechnung zeigt, dass durch den grossen Potentialfall an den Elektroden bei so hoher E. M. K. Beschleunigungen der Ionen auftreten müssen. Das Arbeiten mit wesentlich geringeren E. M. K. ist so schwierig und mühselig, dass ich die Korrektion, die durch das Auftreten von Beschleunigungen resultiert, nur für die Kaliumflamme experimentell festlegte und sie prozentuell für die anderen Salze in Rechnung setzte. Diese Korrektion wurde durch Messung des Halleffektes bei 6 Clark Potentialdifferenz erhalten. Es lässt sich zeigen, dass alsdann an jeder Stelle zwischen den Elektroden das Gefälle den kritischen Wert der Proportionalität zwischen Geschwindigkeit und Kraft nicht überschreitet.

(Von den Beteiligten durchgesehenes Stenogramm von B. Borchardt.)

REFERATE.

Elektrotechnik.

Besorgt von Prof. Dr. **Th. Des Coudres.**

Rellstab, Der Telephonograph.

(Elektrot. Zeitschr. **22**, 57, 1901).

Nach einigen einleitenden Bemerkungen über die verschiedenen Anwendungen des telegraphonischen Prinzips, die den Lesern dieser Ztschr. bekannt sind, wendet sich der Verfasser zu der in dieser Ztschr. **2**, 126, 1900 beschriebenen Schaltung des Schreibmagneten unter Anwendung eines Polarisationselementes im sekundären Stromkreise des Mikrophontransformators.

Herr Rellstab hält es zwar zunächst für nicht ganz leicht, sich von der Wirkungsweise des Polarisationselementes Rechenschaft zu geben, stellt dann aber eine Theorie auf, welche sich

mit der vom Referenten früher veröffentlichten[1]) deckt, ohne jedoch auf dessen Arbeit hinzuweisen.

Sodann wird eine Elektromechanik des Aufschreibvorganges gegeben:

Im Mikrophonstromkreis vom Widerstand R_1 und der Selbstinduktion L_1 herrsche ein Strom I_0; die Amplitude der Widerstandsschwankung des Mikrophons sei R_0. n die Schwingungszahl des gerade auf das Mikrophon wirkenden Tones; im sekundären Kreise mit dem Widerstande R_2 und der Selbstinduktion L_2 werden durch den Transformator mit dem gegenseitigen Induktionskoeffizienten M Wechselströme induziert, die sich dem Polarisationsstrom I_1 überlagern. Nach Wietlisbach, Handbuch der Telephonie, ist[2]):

$$I_2 = \frac{I_0 R_0 M}{N} \sin (2 \pi n t + \varphi) + I_1 ,$$

wobei
$$N^2 = (L_1 L_2 - M^2)^2 \omega^2$$
$$+ (R_1^2 L_2^2 + R_2^2 L_1^2 - 2 R_1 R_2 M^2) + \frac{R_1^2 \cdot R_2^2}{\omega^2}.$$
$$\omega = 2 \pi n .$$

Unter der Annahme, dass der Stahldraht eine der wirkenden Stromstärke I_2 proportionale remanente Magnetisierung $\mathfrak{J}$ aufweise, ist:

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{J}_0 + k m_1 \cdot \frac{I_0 R_0 M}{N} \sin \frac{2 \pi x}{\lambda} ,$$

wobei k eine Konstante, m_1 die Windungszahl pro Centimeter der Schreibmagnete bedeutet, x die Richtung längs der Achse, λ die Wellenlänge der Magnetisierung auf dem Drahte bezeichnet.

Setzt man vereinfachend voraus, dass bei dem Abhörvorgang der Abhörmagnet durch eine einfache Drahtwindung, deren Fläche tangential der Stahldrahtoberfläche liegt, ersetzt wird, so ergiebt sich unter der Annahme, dass die Dimensionen der Windung klein gegen die Wellenlänge λ ist, die induzierte elektromotorische Kraft proportional der Magnetisierung, proportional der Windungsfläche und proportional der Schwingungszahl n.

Die Minimalgeschwindigkeit wird durch das Verhältnis von Polbreite zur Wellenlänge des höchsten noch zu übertragenden Tones bestimmt.

Der im Telephon induzierte Strom stellt sich, wenn A die Selbstinduktion und W den Widerstand des Telephonkreises bezeichnet, als eine mit

$$\frac{I_0 R_0 M m_1 m_2}{\sqrt{\left(A^2 + \frac{W^2}{\omega^2}\right)\left([L_1 L_2 - M^2]^2 \omega^2 + R_1^2 L_2^2 + R^2 L_1^2 - 2 R_1 R_2 M^2] + \frac{R_1^2 R_2^2}{\omega^2}\right)}}$$

proportionale Grösse dar.

1) Dies. Zeitschr. **2**, 129, 1900.
2) Vgl. dies. Zeitschr. **2**, 256, 1901.

Für ein gewisses Schwingungsintervall lässt sich demnach erreichen, dass das von n freie Glied im Nenner:

$$A^2 [R_1^2 L_2^2 + R_2^2 L_1^2 - 2 R_1 R_2 M^2] + W^2 [L_1 L_2 - M^2]$$

einen dominierenden Einfluss erlangt, und erklärt Verfasser hieraus die naturgetreue Wiedergabe der Klangfarbe durch das Telegraphon.

Zum Schlusse weist Herr Rellstab auf die geringe bisher erreichte Lautstärke hin, die der bei gewöhnlicher telephonischer Gesprächsübermittlung im allgemeinen nachsteht.

E. Ruhmer.

(Eingegangen 2. Februar 1901.)

Raschs Elektrolyt-Bogenlicht.

Ewald Rasch beschreibt in der Elektrotechnischen Zeitschrift **22**, 155, 1901 ein neues Verfahren zur Erzeugung von elektrischem Bogenlicht. Dasselbe ist dadurch gekennzeichnet, dass man zwischen unverbrennbaren Elektroden aus Leitern zweiter Klasse einen selbständigen Lichtbogen herstellt, der eine Lichtquelle von überaus günstiger Ökonomie darstellt.

Die notwendige Vorwärmung der Elektroden bis zur selbständigen Stromleitungsfähigkeit wird durch einen Hilfsflammenbogen zwischen gewöhnlichen Elektroden herbeigeführt, die so angeordnet sind, dass sie gleichzeitig den Strom ohne grosse Jouleschen Verluste den weissglühenden Elektrolytelektrodenenden zuführen. Die Energiedichte an den letzteren beträgt etwa 30—40 Watt pro qmm. Die Temperatur ist entsprechend den Verdampfungstemperaturen der angewandten feuerbeständigsten Substanzen. Da bekanntlich mit steigender Temperatur die Strahlen kürzerer Wellenlänge mehr und mehr in Wirksamkeit treten, so ist ohne weiteres klar, dass die Ökonomie des Raschschen Elektrolytbogenlichtes eine höhere ist, als bei den bisher üblichen Beleuchtungsarten.

Es tritt aber noch hinzu, dass wir es in dem Elektrolytbogenlicht auch mit selektiv-anormaler Lichtemission zu thun haben, bei der die Emission der Lichtstrahlen diejenige der Wärmestrahlen relativ überwiegt. Ähnlich wie beim Bremerlicht ist auch hier die von dem Flammenbogen selbst erzeugte Lichtentwickelung eine beträchtliche.

Rasch unterscheidet zwischen „harten“ und „weichen“ Elektroden. Erstere sind solche mit sehr hohem Kaltwiderstande und hoher Anlasstemperatur, letztere mit mässigem Kaltwiderstande und relativ niedriger Anlasstemperatur. Am geeignetsten erscheinen mittelharte und harte Elektroden, während weiche Elektroden einen zu labilen Lichtbogen bilden und einen weniger günstigen Nutzeffekt besitzen. Aus

den mitgeteilten Messungen geht hervor, dass die Spannungsverhältnisse beim Lichtbogen zwischen harten Elektrolytelektroden praktisch genau die gleichen sind, wie die am gewöhnlichen Kohlelichtbogen.

Wie aus den mittelst Wechselstrom angestellten Versuchen bezüglich der Lichtausbeute hervorgeht, steht unzweifelhaft fest, dass das Elektrolytbogenlicht nächst dem Bremerlicht den geringsten spezifischen Verbrauch aller bekannten Beleuchtungsarten aufweist. Dieselbe beträgt etwa 0,25 Watt, d. h. es entfallen 4 H.-K. auf ein Watt. Die spezifische Lichtausbeute nimmt natürlich bei gleichbleibender Lichtbogenlänge mit steigender Beanspruchung zu. Dieselbe steigt bis 5,21 H.-K. pro Watt, um dann von diesem Punkte, der dem Flüssigwerden der Elektroden entspricht, wieder abzunehmen. Aus praktischen Gründen wird man sich damit begnügen, die Lampen mit 3—4 H.-K. pro Watt zu beanspruchen. Insbesondere ist es auch möglich, hoch ökonomische Lampen kleinerer (ca. 100) Kerzenzahl mit Hilfe des Elektrolytlichtbogens herzustellen.

Wahrscheinlich dürfte sich wie beim Kohlenbogenlicht die Lichtausbeute unter normaler Beanspruchung der Lampen beim Betrieb mit Gleichstrom noch günstiger stellen. Ein weiterer Vorzug besteht in dem geringeren Abbrand der Elektroden, die nur sehr dünn zu sein brauchen und billig herzustellen sind. Mit dem Hinweise, dass sich das Raschsche Elektrolytbogenlicht bedeutend billiger stellen würde als das Auersche Gasglühlicht, mag zum Schluss eine Übersicht über die normale Lichtausbeute verschiedener elektrischer Beleuchtungsarten gegeben werden.[1])

Beleuchtungsarten	λ_m	Mittelwert von T	Lichtausbeute pro Watt Stromverbrauch in Hefn. Kerzen	Stromverbrauch pro Hefner Kerze in Watt
Edisonglühlampe . .	1,4 μ	1990	0,29	3,5
Nernstlampe . . .	1,2 μ	2325	0,63	1,6
Osmiumlampe . . .	1,2 μ	2325	0,71	1,4
Bogenlicht				
Wechselstrom . .	—	—	1,25	0,8
Gleichstrom . . .	0,7 μ	4000	2,00	0,5
Elektrolyt-Bogenlicht	—	—	4,0	0,25
Bremer-Bogenlicht[2]) .	—	—	5,0	0,20

1) Vgl. auch O. Lummer und E. Pringsheim, Verh. d. d. phys. Ges. **III**, 4, 1901.

2) Nach Messungen von Prof. Wedding, Helios **1**, 17, (1901). Vgl. auch diese Zeitschr. **1**, 523, 1900.

E. Ruhmer.

(Eingegangen 25. Februar 1901.)

Briefkasten.

Anfrage: 1) Was ist Bogenlampe „Regina"? 2) Welches sind die neuesten Mikrophonkonstruktionen?

Antwort: 1) Die Regina-Bogenlampe, System Rosemeyer (Regina-Bogenlampenfabrik Köln), gehört zu den in einem gegen den Sauerstoff der Atmosphäre geschützten Raume brennenden Bogenlampen, deren bisherige Konstruktionen sich aber in der Praxis wenig bewährt zu haben scheinen. Bei der Reginalampe sind die Kohlen mit den beweglichen Teilen des Reguliermechanismus in einem hermetisch abgedichteten Glaszylinder untergebracht, der nur an seiner untersten Stelle durch ein dünnes Röhrchen mit der Atmosphäre kommuniziert. Beim Brennen der Lampe soll sich der obere Teil des Glaszylinders, in welchem der Flammenbogen brennt, mit einem Gemisch von Verbrennungsgasen der Kohle füllen, welches spezifisch leichter als Luft und indifferent gegenüber dem Kohlenabbrand ist, so dass ausser dem elektrischen Abbrand keine Verbrennung derselben eintritt.

Die Lampen brennen nach jeder Bedienung 180 bis 200 Stunden, so dass nicht nur beträchtliche Ersparnis an Kohlen, sondern auch an Bedienung erzielt wird. Der Wattverbrauch soll 20 Prozent kleiner sein wie bei gewöhnlichen Bogenlampen; die besondere Form der Abbrennungsflächen soll ausserdem eine bessere Ausstrahlungsverteilung bedingen. Laut Kostenberechnung der Firma stellt sich der Betrieb mit Regina-Bogenlampen über 20 Prozent billiger als mit gewöhnlichen Lampen. Preis der Lampe M. 95.—. H. Th. S.

2) Neuere empfindliche Mikrophone sind:

1. Das Tausendkilometer-Kohlenkorn-Mikrophon mit auswechselbarer Kapsel von Mix & Genest, Berlin. (Siehe diese Zeitschrift **1**, 599, 1900). Widerstand 5 bis 15 Ω. Preis M. 7.—; einer Kapsel M. 2.—.

2. Berliners Transmitter (Telephonfabrik Hannover vorm. J. Berliner). Derselbe besitzt horizontal liegende Membrane aus Kohlenplatte von 50 mm Durchmesser, 0,85 mm Dicke. Sonst ähnliche Konstruktion wie bei 1, nur nicht auswechselbar. Widerstand 5 Ω. Preis M. 9—12.

3. Ericsons Mikrophon (Ericson Compagnie, Stockholm). Dasselbe besitzt eine vertikale Membrane aus vergoldetem Messingblech, ist sonst wie die beiden vorstehenden konstruiert. Preis M. 6,85.

4. Siemens & Halskes Beutelmikrophon. Laut gütiger Mitteilung der Firma wird dasselbe gegenwärtig einer Neukonstruktion unterzogen, nach deren Vollendung darüber berichtet werden soll.

5. Graphit-Lautsprechmikrophone, System Deckert (Deckert und Homolka, Wien). Die Kohlenelektrode besitzt versetzte Prismen und Pinselisolierung der aktiv gegen die zweite Elektrode wirkenden Prismenspitzen. Zweite Elektrode ist eine patentierte Graphitkohlenmembrane, die mit verfilzter Isolierung der äusseren toten Ringfläche in Hartgummidose eingebaut ist. Füllung mit patentiertem Graphitkohlenklein. Preis M. 7—12.

Zu den besten Mikrophonen für telephonische Zwecke gehören auch die der Bell telephone Manuf. Co., Antwerpen und Edisons Pulvermikrophone. Für starke Beanspruchung empfiehlt sich neben Berliners Transmitter vor allem der Deckertsche Graphit-Transmitter und wegen der leichten Auswechselbarkeit der Mikrophonkapseln das Mix & Genest-sche 1000 km.-Mikrophon. H. Th. S.

Berichtigungen.

Herr E. van Aubel wünscht in seiner Arbeit „Über den elektrischen Widerstand der reinen Metalle" folgende Korrekturen: Seite 371, Spalte 2, Zeile 13 und 14 von oben statt „gewalzten Zinn" gezogenen Zinn; Zeile 17 und 18 statt „in der Glühhitze" warm. Seite 372, Spalte 1, Zeile 8 von oben statt „O. Matthiessen und C. Voigt" A. Matthiessen und C. Vogt; Zeile 24 von oben statt „der Niederschlag" das Schmelzen; Zeile 3 von unten statt „das flüssige Gas" die flüssige Luft. In dem ersten Citat dieser Spalte ist zu lesen: Pogg. Ann. **118**, 444, 1863. Die Verweisung[1]) auf Seite 372, Spalte 2, Zeile 1 von oben soll auf Zeile 34 hinter Wismut gerückt werden. Zeile 10 und 11 von oben ist statt „J. Dewar und J. A. Fleming allein" zu lesen J. Dewar und J. A. Fleming oder J. A. Fleming allein.

Gesuche.

„Dr. d. Physik, der als Assistent zur Leitung des Praktikums an einer Universität angestellt war und verschiedentlich wissenschaftliche Arbeiten veröffentlicht hat, sucht **Assistentenstelle** zum 1. April." Gefl. Offerten unter **H. Z.** an die Redaktion d. Physik. Zeitschr. (Frankfurt a. M., Kettenhofweg 113II) erbeten.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Frankfurt a. M. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.